

04;10;12

Плазменно-пучковый механизм генерации анодной плазмы двухкаскадного самостоятельного разряда низкого давления с холодным полым катодом

© А.И. Стогний,¹ Н.Н. Новицкий²

¹ Унитарное предприятие „Завод Транзистор“,
Научно-производственное объединение „Интеграл“,
Минск, Белоруссия

² Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Белоруссии,
220072 Минск, Белоруссия
e-mail: stognij@ifftp.bas-net.by

(Поступило в Редакцию 4 декабря 2002 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования анодной области двухкаскадного самостоятельного разряда низкого давления с холодным полым катодом закрытого типа. Установлено, что внешнее продольное магнитное поле способствует генерации плотной анодной плазмы, а поперечное препятствует. Сделан вывод о преобладающей роли плазменно-пучкового механизма генерации плазмы в анодной области разряда. Проведена оптимизация геометрии электродов газоразрядной камеры.

Введение

Известно, что в тлеющем разряде низкого давления с холодным полым катодом наблюдается образование в области анода неоднородной плотной плазмы, если выполнено условие $S_a/S_k < 0.01$, где S_a — площадь анода, S_k — площадь внутренней поверхности полого катода [1–3]. Яркое свечение анодной плазмы с границами правильной формы обычно отчетливо выделяется на фоне однородного свечения плазмы положительно-го столба в полом катоде. Механизм генерации этой плотной анодной плазмы остается объектом исследований на протяжении ряда лет. Действительно, исходя из характерных значений основных параметров для давления рабочего газа в области анода менее 10 Па, тока разряда более 0.1...1 А и разрядного напряжения 300–600 В, сложно объяснить, как происходит генерация плотной анодной плазмы в объеме менее 10 см³, пользуясь стандартной моделью парных столкновений быстрых электронов с нейтральными частицами. Оценки в этом случае показывают, что длина свободного пробега электронов превышает или сравнима с характерными размерами анодной области, а вероятность ионизационных столкновений для быстрых электронов в анодной области составляет меньше единицы. Кроме того, значительное уменьшение относительной площади анода в условиях низкого давления обычно приводит к образованию между анодной и катодной областями разряда двойного электрического слоя, электрическое поле которого величиной в несколько десятков вольт ускоряет плазменные электроны из катодной области в анодную [1,2]. Условие токопрохождения через стационарный двойной слой, разделяющий анодную и катодную плазмы, имеет известный вид $j_i = (m/M)^{1/2} \cdot j_e$, где j_i и M — плотность тока и масса ионов, j_e и m — плотность тока и масса электронов [4]. Отсюда вытекает,

что для характерного значения тока самостоятельного разряда $\sim 10^3$ mA не следует ожидать эмиссии ионов из разряда величиной более 10 mA. Тем не менее известно, что двухкаскадный самостоятельный разряд низкого давления с холодным полым катодом закрытого типа нашел применение в качестве эффективного эмиттера в источниках ионов кислорода и обеспечивает получение пучков ионов до 10–100 mA при токе разряда 100–1000 mA, несмотря на малую площадь анода и наличие двойного электрического слоя величиной ~ 40 eV [5,6]. Экспериментальные результаты исследований этого разряда показывают, что в анодной области реализуются условия для развития коллективных взаимодействий пучка электронов катодной плазмы, ускоренных полем двойного электрического слоя, с плотной анодной плазмой [2]. Однако до настоящего времени не было получено экспериментальных доказательств того, что плазменно-пучковые взаимодействия играют основную роль в генерации плотной анодной плазмы. Если последнее верно, то, как это было показано в [7–9], противоречия между высоким значением эмиссии ионов из разряда и ограничениями на эту величину, накладываемыми условиями токопрохождения через двойной слой, не возникает. Согласно [7–9], плотность тока эмиссии ионов j_{bi} из плазменно-пучкового разряда, инициируемого инъекцией электронного пучка в направлении анода, значительно превышает плотность тока эмиссии ионов j_i из плазмы через стационарный двойной слой и описывается соотношением $j_{bi} \approx \alpha j_i$, где α — коэффициент компенсации объемного заряда и равен в зависимости от экспериментальных условий 5–100. В предлагаемой работе представлен сравнительный анализ условий формирования анодной области двухкаскадного самостоятельного разряда низкого давления с холодным полым катодом закрытого типа для трех раз-

личных случаев, когда отсутствует внешнее магнитное поле и анодная область разряда помещена во внешнее продольное или поперечное магнитное поле. Известно, что продольное в направлении инжекции электронного пучка магнитное поле способствует увеличению интенсивности плазменно-пучковых взаимодействий [10], а поперечное магнитное поле, наоборот, увеличивает вероятность ударной ионизации при парных столкновениях [4]. Также известно, что поперечное магнитное поле в области двойного слоя значительно облегчает условия токопрохождения ионной компоненты через двойной слой [11].

Анализ результатов, представленных в настоящей работе в развитие [2], указывает на основную роль механизма плазменно-пучковой ионизации в формировании плазмы анодного каскада двухкаскадного самостоятельного разряда низкого давления с холодным полым катодом. До настоящего времени рассмотрение условий возбуждения и развития плазменно-пучкового разряда было проведено лишь для случая низковольтного ($< 10\text{ В}$) плазменно-пучкового разряда без внешнего магнитного поля при относительно высоком давлении ($> 10^2\text{ Па}$) [12] и для случая более высоковольтного ($> 100\text{ В}$) плазменно-пучкового разряда низкого давления ($< 10\text{ Па}$), в том числе в продольном магнитном поле [7–10].

Методика эксперимента

Экспериментальная разрядная камера представлена на рис. 1. Разряд возбуждался между внутренней поверхностью полого катода закрытого типа (электроды 1–3) и плоским анодом 4 через контрагирующее отверстие 5. Высота стенок контрагирующего отверстия составляла 3 мм, а диаметр отверстия d при помощи сменных вставок изменялся от 4 до 14 мм. Высота h промежутка между анодом 4 и стенкой полого катода 1 варьировалась от 8 до 1 мм. Все электроды были изготовлены из немагнитной нержавеющей стали. Продольное магнитное поле B_{\parallel} величиной до $\sim 15\text{ мТл}$ в промежутке анод–катод создавалось при помощи двух аксиально-намагниченных стандартных феррит-бариевых колец 6 и 7, соосно закрепленных в алюминиевых экранах напротив друг друга на аноде 4 и на внутренней стороне стенки 1 полого катода соответственно. Поперечное магнитное поле B_{\perp} величиной до 20 мТл в промежутке анод–катод создавалось двумя продольно намагниченными феррит-бариевыми стержнями 8 и 9, размещенными на наружной стороне стенки 1 полого катода напротив друг друга и симметрично относительно контрагирующего отверстия 5. Цилиндрическая стенка 2 полого катода, как и в прототипе [2], имела диаметр 120 мм, высоту 80 мм и содержала смотровые окна, экранированные молибденовой сеткой. Откачка разрядной камеры производилась со скоростью $\sim 2\text{ м}^3/\text{с}$ до давления $\sim 10^{-4}\text{ Па}$ через 520 отверстий диаметром 3 мм каждое в торцевой стенке катода 3. Кислород в разрядную камеру подавался

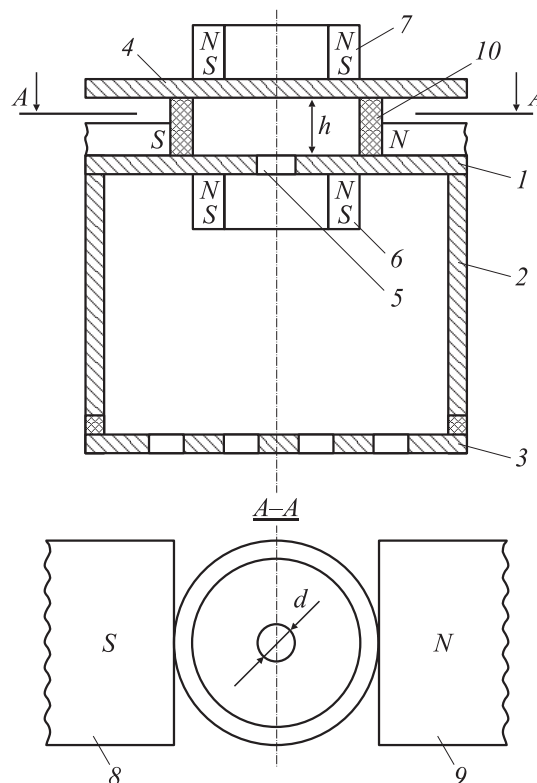


Рис. 1. Экспериментальная разрядная камера: 1 — верхняя торцевая стенка катода; 2 — боковая стенка полого катода; 3 — нижняя торцевая стенка катода; 4 — плоский анод; 5 — контрагирующее отверстие; 6, 7 — кольцевые магниты; 8, 9 — магнитные стержни; 10 — кварцевый изолятор.

через периферийное отверстие в держателе анода 4. При расходе Q кислорода $1.1 \cdot 10^{-2}\text{ Па} \cdot \text{м}^3/\text{с}$ давление в промежутке анод–катод составляло менее 2 Па, а в полой катод — менее 0.1 Па. Кварцевый изолятор 10 служил для герметизации разрядной камеры и одновременно позволял производить фотосъемку внешнего вида разряда в промежутке анод–катод. Стабилизированный выпрямитель мощностью $1\text{ А} \times 1\text{ кВ}$ служил для электропитания разрядной камеры. Цепь анода содержала балластное сопротивление величиной 100 Ω , электроды полого катода были заземлены.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Серия фотоснимков на рис. 2 показывает изменение внешнего вида свечения анодной области разряда в зависимости от экспериментальных условий. Внешний вид анодной плазмы в отсутствие магнитного поля (рис. 2, а) и при характерных значениях тока разряда $I_d = 0.3\text{ А}$, напряжения разряда $U_d = 360\text{ В}$, расхода кислорода $Q = 1.2 \cdot 10^{-2}\text{ Па} \cdot \text{м}^3/\text{с}$, высоты промежутка анод–катод $h = 8\text{ мм}$ и диаметра контрагирующего отверстия $d = 4\text{ мм}$ можно было сопоставить с внеш-

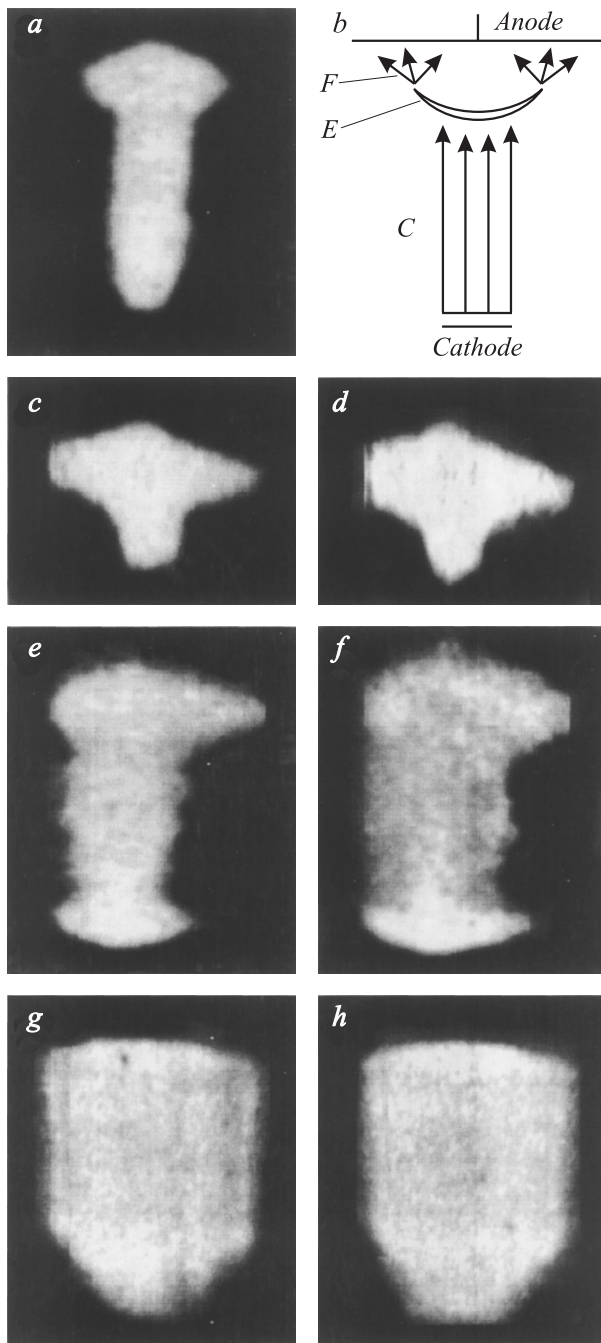


Рис. 2. Внешний вид анодной части разряда: *a, c, d* — без магнитного поля; $B_r = 10$ (*e*), 20 мТ (*f*); $B_{||} = 15$ мТ (*g, h*); *b* — схема области плазменно-пучкового взаимодействия [13]; *C* — плазменный столб, *E* — зона мениска, *F* — зона рассеяния.

ним видом плазменно-пучкового разряда без магнитного поля, так как он содержал все основные его части, описанные в [13] (рис. 2, *b*). По аналогии с [13] здесь можно было выделить: *C* — цилиндрической формы плазменный столб, обусловленный протеканием почти параллельного пучка электронов из катодной плазмы; *E* — зону мениска; *F* — зону рассеяния, в которой

электроны пучка отклоняются в радиальном направлении. С уменьшением высоты промежутка анод–катод значение разрядного напряжения U_d немного уменьшалось при постоянстве значений других разрядных параметров, зона рассеяния *F* увеличивалась в поперечных размерах, а столб анодной плазмы цилиндрической формы *C* смешался во внутрь полого катода, в область более низкого давления. Это иллюстрирует рис. 2, *c*, где $I_d = 0.3$ А, $U_d = 345$ В, $h = 4$ мм, $d = 4$ мм. При увеличении тока разряда за счет подводимой мощности от внешнего источника питания наблюдались рост разрядного напряжения и увеличение размеров зоны рассеяния *F* (на рис. 2, *d* $U_d = 350$ В, $I_d = 0.4$ А). Введение поперечного магнитного поля $B_r = 10$ мТ приводило к ухудшению условий горения разряда и сопровождалось уменьшением интенсивности свечения анодной плазмы одновременно с увеличением поперечных размеров плазменного столба *C* и более размытым видом границ (для рис. 2, *e* характерны значения разрядных параметров: $I_d = 0.3$ А, $U_d = 375$ В, $Q = 1.2 \cdot 10^{-2}$ Па · м³/с, $h = 8$ мм, $d = 6$ мм). Увеличение поперечного магнитного поля до $B_r = 20$ мТ вызывало дальнейшее ухудшение разрядных условий и уменьшение интенсивности свечения анодной плазмы (на рис. 2, *f* $I_d = 0.3$ А, $U_d = 390$ В). Одновременно наблюдались генерация интенсивных шумов в широком частотном диапазоне и появление неустойчивостей в разряде. Магнитное поле $B_r = 20$ мТ оказывалось достаточным для обрыва разряда, если начальное значение тока разряда без внешнего магнитного поля было $I_d \leq 0.2$ А, а расход кислорода составлял меньше $Q \leq 1.2 \cdot 10^{-2}$ Па · м³/с. Противоположная картина наблюдалась в случае введения продольного магнитного поля. Здесь уже при значении продольного магнитного поля в промежутке катод–анод более $B_{||} \geq 10$ мТ наблюдалось интенсивное свечение однородной анодной плазмы с отчетливыми боковыми границами по всему промежутку анод–катод (на рис. 2, *g* $I_d = 0.3$ А, $U_d = 350$ В, $Q = 1.2 \cdot 10^{-2}$ Па · м³/с, $h = 8$ мм, $d = 4$ мм). Увеличение тока разряда до $I_d = 0.6$ А приводило к незначительному увеличению разрядного напряжения до $U_d = 365$ В. Свечение анодной плазмы становилось более интенсивным и однородным (рис. 2, *h*).

На рис. 3 представлены вольт-амперные характеристики разряда $U_d(I_d)$ (кривые 1–3) и зависимости тока I_k , протекающего в цепи нижнего торца 3 полого катода, от тока разряда I_d , характеризующие эффективность эмиссии ионов из разряда (кривые 4–6) для трех рассмотренных выше случаев разрядных условий, когда внешнее магнитное поле в области анода отсутствует (кривые 1, 4), при наличии поперечного магнитного поля $B_r = 15$ мТ (кривые 2, 5) и продольного магнитного поля $B_{||} = 15$ мТ (кривые 3, 6) при значении остальных параметров $Q = 1.4 \cdot 10^{-2}$ Па · м³/с, $d = 6$ мм, $h = 4$ мм. Видно, что в рассматриваемом интервале значений тока разряда от 0.2 до 0.6 А в отсутствие внешнего магнитно-

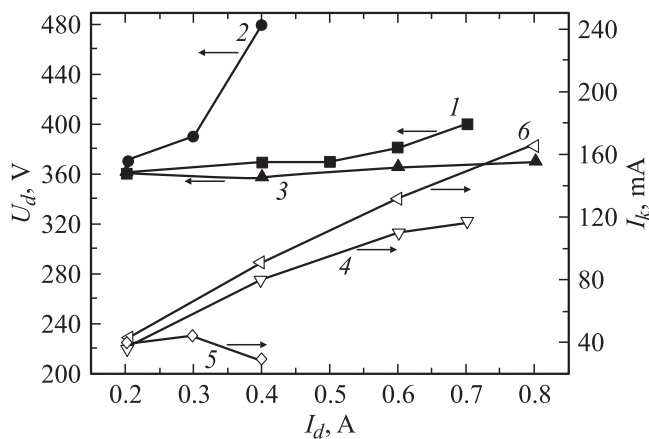


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики разряда (1–3) и зависимости тока, протекающего в цепи нижнего торца полого катода, от тока разряда (4–6). $B_r = 0$ (1, 4); 15 мТ (2, 5); $B_{||} = 15$ мТ (3, 6).

го поля U_d возрастает с ростом I_d , а кривая $I_k(I_d)$ при значениях $I_d > 0.3$ А выходит на участок насыщения. В случае поперечного магнитного поля скорость роста кривой $U_d(I_d)$ резко увеличивается при значениях тока разряда, больших $I_d > 0.3$ А, а величина тока I_k при этих значениях тока разряда начинает медленно убывать. Для случая продольного магнитного поля зависимость $U_d(I_d)$ горизонтальна, а кривая $I_k(I_d)$ характеризуется постоянным ростом.

Данные рис. 2 и 3 свидетельствуют в пользу плазменно-пучкового механизма генерации анодной плазмы. Действительно, в отсутствие внешнего магнитного поля энергия, приобретенная электронами после ускорения в электрическом поле двойного слоя, и плотность тока пучка электронов катодной плазмы могут оказаться недостаточными для генерации в анодной области плотной и неравновесной плазмы, несмотря на увеличение мощности, подводимой от внешнего источника питания, например из-за потерь электронов на аноде, а ионов — на стенках катода в области контрагирующего отверстия. Локализация области рассеяния быстрых электронов возле анода и большие поперечные размеры области рассеяния (рис. 2, *c, d*) уменьшают вероятность попадания ионов анодной плазмы в область контрагирующего отверстия и не способствуют улучшению условий токопрохождения заряженных частиц через двойной электрический слой при увеличении тока разряда. Поэтому наблюдаются растущий характер зависимости $U_d(I_d)$ и стремление к насыщению кривой $I_k(I_d)$. Поперечное магнитное поле замедляет движение электронов по направлению к аноду, удерживает быстрые электроны в области контрагирующего отверстия, где давление рабочего газа максимально и хаотизирует движение быстрых электронов в направлении анода. В результате условия для плазменно-пучковых взаимодействий в анодной области ухудшаются, а условия для иони-

зации при парных столкновениях улучшаются [4]. При этом поперечное магнитное поле облегчает условия токопрохождения заряженных частиц через двойной слой за счет частичной компенсации объемного заряда двойного слоя осциллирующими вдоль силовых магнитных линий электронами катодного каскада [11]. Тем не менее условия существования разряда ухудшаются, разряд локализуется в области повышенного давления (контрагирующего отверстия) и даже приобретает форму слаботочного разряда диодного типа в поперечном магнитном поле с понижением рабочего давления и увеличением магнитного поля (рис. 2, *e, f*). Вольт-амперная характеристика $U_d(I_d)$ становится близкой к вертикальной с увеличением тока разряда, а убывание кривой $I_k(I_d)$ отражает трудности в поступлении ионов из разряда на стенку нижнего торца полого катода (кривые 2, 5 на рис. 3). Продольное магнитное поле, наоборот, препятствует уходу в поперечном направлении пучка быстрых электронов катодной плазмы в области анодной плазмы. Благодаря этому улучшаются условия возбуждения коллективных взаимодействий в анодной области разряда [10] и происходит генерация плотной однородной анодной плазмы (рис. 2, *g, h*). Одновременно наблюдается улучшение условий существования разряда, вольт-амперная характеристика $U_d(I_d)$ приобретает почти горизонтальный вид, а величина ионного тока в цепи нижнего торца полого катода возрастает по мере роста тока разряда (рис. 3, кривые 3, 6).

Для плазменно-пучковых разрядных устройств путем комбинирования результатов теоретических моделей развития взаимодействий в системе плазма–пучок и рассмотрения реальных экспериментальных условий был получен ряд полуэмпирических соотношений для оптимизации геометрии разрядной камеры [5, 8, 10]. Так, в случае оптимальной геометрии разрядной камеры волноводного типа, помещенной во внешнее продольное магнитное поле, отношение длины области взаимодействия электронного пучка с плазмой L к ее радиусу R , где $L \gg R$, должно подчиняться условию [8]

$$\frac{L}{R} = \epsilon_{nm} V_b^{3/2} (e/2m_e)^{1/2} / I_b.$$

Здесь ϵ_{nm} — n -й нуль функции Бесселя m -го порядка $J_m(x)$; e и m — заряд и масса электрона; V_b — величина электрического поля, ускоряющего электроны пучка (в нашем случае поле двойного слоя); I_b — ток ионов пучка. Из этого соотношения вытекает, что при $L \approx \text{const}$ и $V_b \approx \text{const}$ поперечные размеры области взаимодействия R нужно увеличивать с ростом I_b для поддержания оптимальных условий плазменно-пучковых взаимодействий. Если распространить этот вывод на анодную область двухкаскадного самостоятельного разряда, несмотря на то что ее продольные размеры только в несколько раз превышают поперечные, то более благоприятные условия развития сильноточного разряда будут обеспечиваться по мере увеличения диаметра

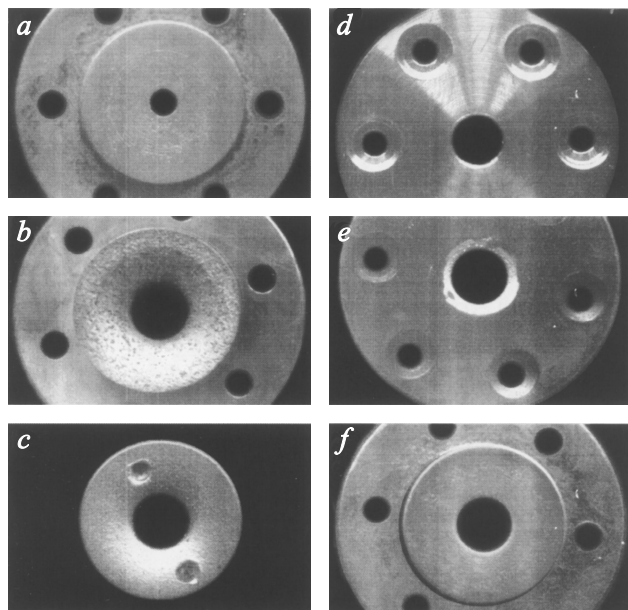


Рис. 4. Изменение геометрии контрагирующего отверстия в результате распыления и в зависимости от условий в анодной области разряда. *a, b* — без магнитного поля; $B_r = 15 \text{ mT}$ (*c*); $B_{\parallel} = 15 \text{ mT}$ (*d-f*).

контрагирующего отверстия при увеличении тока разряда. Такой же вывод можно сделать из анализа рис. 2, *e, g*, где размеры плотной однородной анодной плазмы почти в два раза превышают диаметр контрагирующего отверстия.

Эти рассуждения стимулировали проведение оптимизации геометрии анодной области разрядной камеры на основе оптимизации геометрии контрагирующего отверстия. С этой целью были изготовлены сменные вставки с контрагирующим отверстием различной геометрии. На рис. 4 показаны основные результаты изменения геометрии контрагирующего отверстия после длительной непрерывной работы разрядной камеры. Здесь во всех случаях ток разряда и расход кислорода поддерживались постоянными: $I_d = 0.4 \text{ A}$, $Q = 1.2 \cdot 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$. Высота промежутка анод–катод была $h = 4 \text{ mm}$. В результате было установлено, что в отсутствие внешнего магнитного поля в течение 200 h происходили распыление стенок контрагирующего отверстия от начального диаметра со значением 6 (рис. 4, *a* — исходный вид контрагирующего отверстия) до $\approx 12 \text{ mm}$ и образование кратера конусной формы с большим основанием со стороны полого катода (рис. 4, *b*). Дальнейшее увеличение диаметра контрагирующего отверстия в результате распыления приводило к ухудшению условий горения разряда и к более быстрому его переходу в высоковольтную форму горения. В случае поперечного магнитного поля $B_r = 15 \text{ mT}$ распыление стенок протекало более интенсивно, и уже через 85 h горения разряд переходил в неустойчивую форму горения, диаметр контрагирующего отверстия

увеличивался от 6 до 13 mm, а его стенки принимали округлую форму как с анодной, так и с катодной стороны (рис. 4, *c* — конечный вид контрагирующего отверстия). Иная картина наблюдалась в случае продольного магнитного поля. Здесь для продольного магнитного поля $B_{\parallel} = 15 \text{ mT}$ оптимальное значение диаметра контрагирующего отверстия составило $d = 12 \text{ mm}$ (рис. 4, *d* — исходный вид контрагирующего отверстия). После 200 h горения разряда диаметр контрагирующего отверстия не изменился, только кромки стенок более отчетливо округлились с анодной стороны (рис. 4, *e*) и незначительно округлились с катодной стороны (рис. 4, *f*). При меньших исходных значениях диаметра контрагирующего отверстия и в случае продольного магнитного поля условия горения разряда улучшались незначительно (уменьшение разрядного напряжения при постоянных значениях других параметров не превышало 10 V), но стенки контрагирующего отверстия со стороны анода подвергались более интенсивному распылению. При больших, чем $d = 12 \text{ mm}$, значениях диаметра происходило ухудшение условий горения разряда. Совпадение значений $d \geq 12 \text{ mm}$ для всех трех рассмотренных выше случаев, когда наблюдалось заметное ухудшение условий горения разряда независимо от геометрии внешнего магнитного поля, обусловлено, по-видимому, необходимостью соблюдения условия существования двойного слоя $S_a/S_k < 0.01$ или в менее явной форме необходимостью согласования размеров площади поверхности двойного слоя и диаметра контрагирующего отверстия. Ясно, что это условие нарушается по мере увеличения диаметра контрагирующего отверстия. Данные результаты оптимизации геометрии анодной области разряда были положены в основу разработки конструкции источника ионов кислорода с диаметром пучка равномерной плотности до 300 mm [6].

Заключение

Таким образом, представленные экспериментальные результаты позволяют рассматривать анодную область двухкаскадного самостоятельного разряда низкого давления с холодным полым катодом как низковольтный несамостоятельный плазменно-пучковый разряд в продольном магнитном поле. Разряд инициируется пучком электронов из катодной плазмы, которые ускоряются в направлении анода полем двойного электрического слоя, расположенного с катодной стороны контрагирующего отверстия в полом катоде. Этот вывод дополнительно подтверждается результатами оптимизации геометрии анодной области разряда.

А.И. Стогний выражает благодарность В.А. Никитинскому, длительные дискуссии с которым стимулировали проведение данной работы.

Список литературы

- [1] Метель А.С. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 241–247.
- [2] Стогний А.И., Никитинский В.А., Журавлев Б.И. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 5. С. 993–995.
- [3] Нерушев О.А., Новопашин С.А., Радченко В.В., Сухинин Г.И. // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 66. Вып. 11. С. 679–682.
- [4] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 543 с.
- [5] Стогний А.И., Никитинский В.А., Журавлев Б.И. А.С. СССР. 1561744. МКИ: H01J 27/00. № 4289691/25. БИ. 1991. № 33. С. 215.
- [6] Стогний А.И., Корякин С.В. // ПТЭ. 2000. № 6. С. 64–67.
- [7] Демирханов Р.А., Курсанов Ю.В., Скрипаль Л.П. // ЖТФ. 1970. Т. XL. Вып. 7. С. 1351–1354.
- [8] Rosing M.G., Conrad J.P. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. N 3. P. 816–818.
- [9] The Physics and Technology of Ion Sources / Ed. I.G. Brown. John Wiley & Sons, 1989.
- [10] Иванов А.А. // Физика плазмы. Т. 3. Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР. М., 1982. С. 176–238.
- [11] Никитинский В.А., Журавлев Б.И., Гапоненко А.Т. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 8. С. 1637–1639.
- [12] Бакит Ф.Г., Богданов А.А., Каплан В.Б. и др. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. Вып. 3. С. 547–559.
- [13] Коваленко В.П. // УФН. 1983. Т. 139. № 2. С. 223–263.